

November 1978

Vorschlag zur Neutralteilchendichtemessung
in Tokamaks durch Resonanzfluoreszenz mit
einem Lyman-Alpha-Exzimerlaser

K.-H. Steuer , W.-G. Wrobel

IPP 1/168

November 1978

IPP III/48



MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

8046 GARCHING BEI MÜNCHEN

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK
GARCHING BEI MÜNCHEN

Vorschlag zur Neutralteilchendichtemessung
in Tokamaks durch Resonanzfluoreszenz mit
einem Lyman-Alpha-Exzimerlaser

K.-H. Steuer , W.-G. Wrobel

IPP 1/168

November 1978

IPP III/48

*Die nachstehende Arbeit wurde im Rahmen des Vertrages zwischen dem
Max-Planck-Institut für Plasmaphysik und der Europäischen Atomgemeinschaft über die
Zusammenarbeit auf dem Gebiete der Plasmaphysik durchgeführt.*

IPP 1/168

K.-H. Steuer

Proposal for measuring the neutral

IPP III/48

W.-G. Wrobel

hydrogen density in Tokamaks by
resonance fluorescence with a Lyman
alpha excimer laser (in German)

November 1978

Abstract

To measure the neutral hydrogen density in the plasma centre by resonance fluorescence, an intense VUV light source at 1216 \AA (Lyman alpha) is required. Calculations show that for typical tokamak conditions one needs a Lyman alpha power of up to 1 MW to raise the fluorescence signal above the noise of the background radiation. This power level is many orders of magnitude higher than that obtainable with any thermal source. It should be possible to generate the required power with excimer lasers. We propose using the radiation of the argon excimer to excite the Lyman alpha fluorescence in the plasma. With the argon excimer fluorescence powers of up to 100 MW have been achieved at 1261 \AA . Because of the broad fluorescence spectrum the argon excimer laser should be tunable to Lyman alpha. Different tuning methods and their advantages and drawbacks are discussed.

Zusammenfassung

Um die Dichte atomaren Wasserstoffs im Inneren von Plasmen durch Resonanzfluoreszenz bestimmen zu können, ist eine intensive VUV-Lichtquelle bei 1216 \AA (Lyman-Alpha) nötig. Rechnungen zeigen, daß für typische Tokamakbedingungen Lyman-Alpha Leistungen bis zu einem Megawatt erforderlich sind, damit sich das Fluoreszenzsignal deutlich aus dem Rauschen der Hintergrundstrahlung des Plasmas abhebt. Das ist um Größenordnungen mehr als das, was thermische Strahlungsquellen bei 1216 \AA emittieren. Derartig hohe Leistungen im VUV lassen sich nach heutiger Kenntnis mit Exzimerlasern erreichen. Es wird der Vorschlag gemacht, die Strahlung des Argon-Exzimers zur Anregung der Lyman-Alpha-Fluoreszenz im Plasma auszunutzen. Mit dem Argon-Exzimer, das bei 1261 \AA emittiert, wurden Fluoreszenzleistungen bis zu 100 MW erreicht. Aufgrund seines breiten Fluoreszenzbandes sollte der Argon-Exzimerlaser auf Lyman-Alpha abstimmbare sein. Verschiedene Abstimmmethoden werden vorgeschlagen und ihre Vor- und Nachteile diskutiert.

7.1 Prinzip	15
7.2 Verfahrenstechnik	17
7.2.1 Prisma	18
7.2.2 Gitter	21
7.2.3 Reflexionsfilter	21
7.2.4 Polarisierfilter	21
7.2.5 Dichroitisches Filter	22
7.2.6 Absorptionsfilter	23
7.2.7 Reflexionsfilter	24
7.2.8 Polarisierfilter	24
7.2.9 Dichroitisches Filter	24
7.2.10 Absorptionsfilter	24
8. Anwendung am SDX	26
Literaturverzeichnis	30

Inhaltsverzeichnis

	Seite
1. Bedeutung der Neutralgasdichtemessung	1
2. Bisher angewandte Meßverfahren	2
3. Resonanzstreuung	3
4. Anforderungen an die Lyman-Alpha Quelle	4
4.1 Abschätzung des S/N-Verhältnisses	4
4.2 Thermische Quellen?	11
4.3 Folgerungen	11
5. Physik von Exzimerlasern	12
5.1 Was sind Exzimer?	12
5.2 Das 4-Niveau-System	13
5.3 Exzimer-Erzeugung	14
5.4 Bisherige Experimente	14
6. Ergebnisse der Vorexperimente	15
6.1 Versuchsaufbau	17
6.2 Ergebnisse	18
7. Abstimmbarkeit	21
7.1 Prinzip	21
7.2 Verfahrensweise	21
7.2.1 Prisma	21
7.2.2 Gitter	22
7.2.3 Reflexionsfilter	23
7.2.4 Gaszelle	24
7.2.5 Doppelbrechendes Filter	24
8. Anwendung an ASDEX	26
Literaturverzeichnis	30

1. Bedeutung der Neutralgasdichtemessung

Die Elektronendichte, die sich in einem Tokamak einstellt, ist das Ergebnis zweier konkurrierender Prozesse. Einerseits findet durch Diffusion zur Wand ein ständiger Verlust von geladenen Teilchen statt, andererseits strömt Neutralgas in das Plasma und wird dort ionisiert. Um einen stationären Betrieb aufrechtzuerhalten, müssen die verlorengangenen Elektronen ständig durch die Ionisation neutralen Wasserstoffs im Plasma ersetzt werden ("Recycling"). Kennt man die Ionisationsrate als Funktion des Ortes, dann läßt sich auch die Teilcheneinschlußzeit bzw. der Teilchendiffusionskoeffizient als Funktion des Ortes bestimmen. Da die Ionisationsrate proportional zur Elektronen- und Neutralgasdichte ist, kann man den Quellterm nur dann lokal angeben, wenn man zu dem Elektronendichteprofil, das i. a. durch Thomsonstreuung gemessen wird, auch das Neutralgasdichteprofil kennt.

Neben der Bestimmung der Teilcheneinschlußzeit als Funktion des Radius läßt sich bei Kenntnis der Größe $n_0(r)$ ein weiteres wichtiges Problem behandeln: nämlich die Frage nach der Eindringtiefe des neutralen Wasserstoffs bei Gaseinlaß und die damit verbundene Frage nach dem Aufbau hochdichter Tokamakplasmen. Um beurteilen zu können, ob der Elektronendichte-Anstieg im Innern durch einen hohen Quellterm zustandekommt oder durch starke nach innen gerichtete Diffusion geladener Teilchen, muß die Neutralgasdichte besonders im Zentralbereich bekannt sein.

Die Messung des Neutralgasdichteprofiles hat für Divertortokamak-Experimente, wie z. B. ASDEX, eine spezifische Bedeutung. In diesen Tokamakexperimenten soll untersucht werden, ob sich mit Hilfe eines magnetischen Divertors Verunreinigungskonzentrationen im Plasma auf ein für den Fusionsreaktor noch tolerierbares Maß reduzieren lassen. Der Divertor soll verhindern, daß die aus dem Plasma diffundierenden Teilchen direkt auf die Gefäßwand und den Limiter treffen; stattdessen werden sie in separate Divertorkammern geleitet, dort neutralisiert und abgepumpt. Das in den Divertor strömende Plasma wird nicht mehr durch die von der Wand kommenden Neutralteilchen nachgeliefert, sondern aktiv durch spezielle Nachfüllmethoden. Zum Verständnis des Divertorbetriebs ist es notwendig, zu wissen, welches Neutralgasdichteprofil sich beim Divertorbetrieb einstellt und wo die Teilchen bei den in Frage kommenden Nachfüllmethoden deponiert werden.

Die angeführten Beispiele sollten ausreichen, um die Bedeutung einer möglichst genauen und räumlich aufgelösten Neutralgasdichtemessung zu demonstrieren.

2. Bisher angewandte Meßverfahren

Mit Hilfe spektroskopischer Methoden lassen sich nur angeregte Wasserstoffatome erfassen. Diese Verfahren sind indirekt, da Besetzungsmodelle anzuwenden sind, um von der Besetzung eines höheren Quantenzustandes auf die viel größere Gesamtzahl der Atome, die sich im Grundzustand befinden, zurückzurechnen. Die Anwendung derartiger Modelle ist besonders dann fragwürdig, wenn auch Strahlungsreabsorption erfolgt, wie das bei großen und/oder dichten Plasmen der Fall ist. Darüberhinaus ergeben die spektroskopischen Verfahren über das Plasmavolumen gemittelte Werte. Da die Atome besonders in der Randzone des Plasmas leuchten, ist eine räumliche Entfaltung problematisch. Bei der gängigen Methode zur Bestimmung der Teilcheneinschlußzeit, nämlich über die Anzahl der emittierten H_{α} -Photonen auf die Ionisationsprozesse zu schließen, wird hauptsächlich der Plasmarand gewertet, da nur dort starke H_{α} -Emission auftritt. Das Ergebnis ist eine mittlere (für die Teilchen der Randzone zutreffende, im wesentlichen vom Plasmarand bestimmte) Einschlußzeit.

Ein weiteres Verfahren, die Neutralgasdichte zu bestimmen, ist die passive Neutralteilchenanalyse. Aus der Zahl der hochenergetischen, nach außen dringenden Umladungsneutralen vorgegebener Energie wird unter Annahme eines "plausiblen" n_0 -Profils auf die Gesamtzahl der Wasserstoffatome zurückgerechnet. Auch dieses Verfahren, das bei heutigen Tokamaks sehr erfolgreich angewandt wird, ist bei größeren Anlagen nur bedingt auf den Plasmainternbereich anwendbar, da von dort nur noch ein geringer Bruchteil der Umladungsneutralen nach außen gelangt. Bei der aktiven Neutralteilchenanalyse wird ein Wasserstoffstrahl eingeschossen, der im Zentrum die Wasserstoffkonzentration erhöht. Dadurch wird die Umladungsrate vergrößert und der Nachweis erleichtert. Auch dieses Verfahren leidet an der geringen Durchlässigkeit des Plasmas für schnelle Neutralteilchen.

3. Resonanzstreuung

In diesem Bericht wird der Vorschlag gemacht, durch Resonanzfluoreszenz mit Hilfe eines Argon-Exzimerlasers die Neutralgasdichterräumlich aufgelöst zu messen. Da sich der überwiegende Teil der Wasserstoffatome im Plasma im Grundzustand befindet, ist für die Anregung eine VUV-Lichtquelle bei Lyman-Alpha (1216 \AA) erforderlich. Durch Bestrahlen mit Lyman-Alpha Licht wird das Wasserstoffatom in den ersten angeregten Zustand $n = 2$ versetzt. Innerhalb von ca. 2.1 ns kehren die Atome spontan unter Emission eines Lyman-Alpha Quants in den Grundzustand zurück. Dieses Licht wird als Streulicht bei der Resonanzfluoreszenz gemessen.

Ähnlich wie bei der Thomsonstreuung zur Elektronendichtebestimmung ermöglicht die Resonanzfluoreszenz die zugleich räumlich und zeitlich aufgelöste Messung einer Teilchendichte. Da der Wirkungsquerschnitt für Lichtstreuung an den gebundenen Elektronen eines Atoms im Resonanzfall größenordnungsmäßig dem Quadrat der Lichtwellenlänge (ca. 10^{14} Thomsonquerschnitte) entspricht, lassen sich bereits mit relativ schwachen Quellen Teilchendichten nachweisen, die um mehrere Größenordnungen unter den durch Thomsonstreuung meßbaren Elektronendichten liegen.

Im Unterschied zur Thomsonstreuung ist bei der Resonanzstreuung die erzielbare Streuintensität begrenzt. Während bei schwachen Quellen die Streuintensität proportional zur anregenden Intensität bleibt, führt eine genügend intensive Quelle zur Gleichbesetzung der atomaren Energieniveaus entsprechend den statistischen Gewichten. Der Übergang wird gesättigt, das Atom strahlt unabhängig von der Intensität der Quelle mit seiner spontanen Übergangsrate.

Im folgenden Kapitel wird abgeschätzt, welche VUV Leistungen für ein Lyman-Alpha Streuexperiment in einem Tokamak nötig sind.

4. Anforderungen an die Lyman-Alpha Quelle

4.1 Abschätzung des S/N-Verhältnisses

Abb. 1 zeigt schematisch die Streugeometrie, die den folgenden Abschätzungen zugrunde liegt. Licht der Lyman-Alpha Quelle wird mit Hilfe einer VUV-Linse auf eine Fläche fokussiert, die der Einfachheit halber als Quadrat mit den Seitenlängen q angenommen wird. Von dem Plasmavolumen, das die Quelle bestrahlt, sieht das unter 90° angeordnete Beobachtungssystem mit dem Raumwinkel Ω_s nur einen Teil, das Streuvolumen V_s mit der Querschnittsfläche F_s . Ein Filter, z. B. ein Lyman-Alpha Interferenzfilter sondert das Licht im gewünschten Spektralbereich aus. Ein Lyman-Alpha Interferenzfilter (z. B. das käufliche Filter von Acton Research) ist einem VUV Gittermonochromator wegen seiner höheren Durchlässigkeit ($T \approx 15 - 20 \%$) vorzuziehen. Das Streulicht fällt schließlich auf einen solar-blind-Photomultiplier, wo es in Photoelektronen umgewandelt wird. Die Effizienz von Abbildungssystem, Filter und Photomultiplier zusammen habe den Wert η .

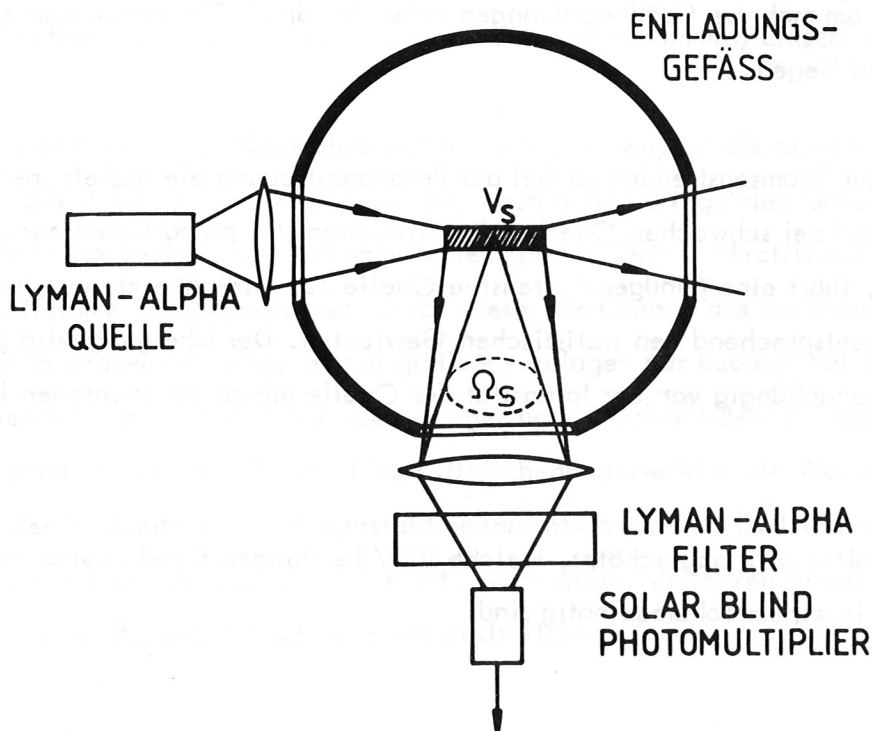


Fig. 1 Schematische Darstellung der Streuanordnung

Abb. 2 zeigt den zu erwartenden Signalverlauf auf dem Oszillografenschirm. Während der Zeit Δt ist der Laser eingeschaltet. Das spontane Leuchten des Plasmas außerhalb des Streuvolumens führt zu einem hohen Signaluntergrund. Um ein Streusignal nachweisen zu können, muß es größer sein als das Rauschen des Untergrunds. Die Meßgenauigkeit wird durch das Verhältnis von Signal zu Rauschen bestimmt. Das Rauschen des Untergrundsignals kann zwei Ursachen haben.

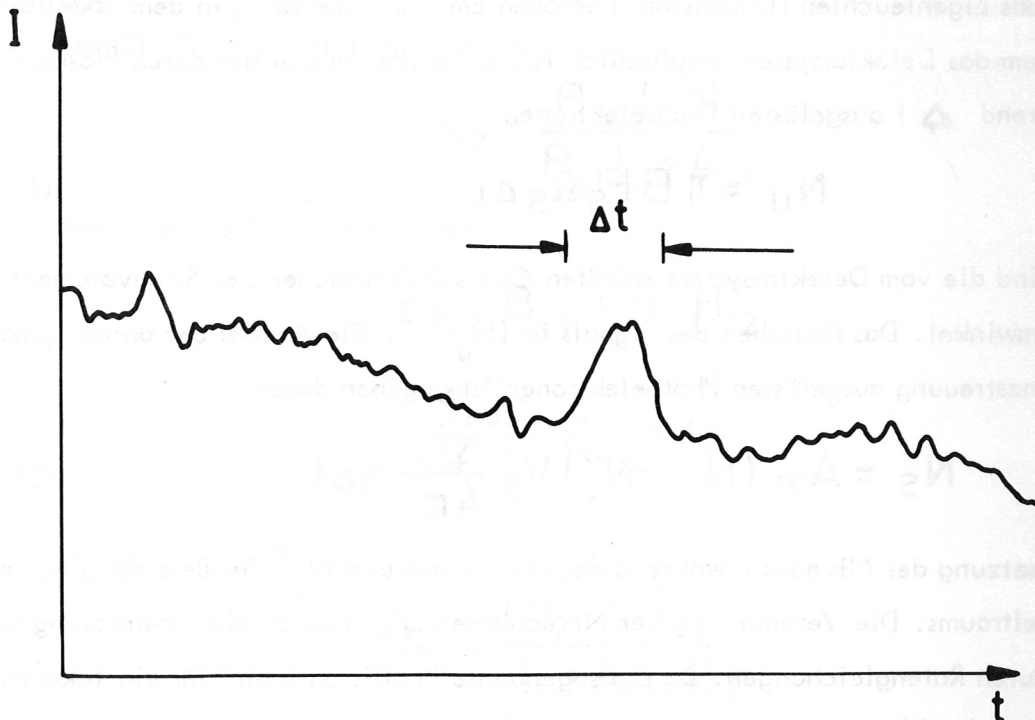


Fig. 2 Erwartetes Oszillogramm mit Signaluntergrund und Streuimpuls

Zunächst kann es sich um Schwankungen der Intensität des Plasmaleuchtens handeln, hervorgerufen durch Fluktuationen in der Elektronendichte oder -temperatur. Über die Größe dieser Schwankungen in dem hier interessierenden Frequenzbereich ist bisher nichts bekannt. Hier könnte ein Vorexperiment (z.B. an Pulsator) wertvolle Hinweise liefern.

Ferner ist die Ursache der Schwankungen das Schrotrauschen des Detektors.

Werden innerhalb der Zeit Δt an der Kathode des Photomultipliers N_U Photoelektronen ausgelöst, so beträgt die Schwankungsbreite dieser Zahl (und damit des Signals) aus statistischen Gründen $(N_U)^{1/2}$. Höchste Nachweisempfindlichkeit wird erzielt, wenn die Zeitauflösung des Detektorsystems mit der Dauer des Streusignals übereinstimmt. Dieser Fall wird den folgenden Abschätzungen zugrundegelegt.

Beschreibt B das Eigenleuchten (Dimension: Photonen $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sterad}^{-1}$) in dem Spektralbereich, in dem das Detektorsystem empfindlich ist, so ist die Anzahl der durch Plasmaleuchten während Δt ausgelösten Photoelektronen:

$$N_U = \eta B F_S \Omega_S \Delta t \quad (1)$$

F_S und Ω_S sind die vom Detektorsystem erfaßten Querschnittsflächen des Streuvolumens bzw. der Raumwinkel. Das Rauschen des Signals ist $(N_U)^{1/2}$. Die Anzahl der durch Lyman-Alpha Resonanzstreuung ausgelösten Photoelektronen ist gegeben durch

$$N_S = A_{21} (N_2 - N_2^0) V_S \frac{\Omega_S}{4\pi} \eta \Delta t \quad (2)$$

N_2 ist die Besetzung des Niveaus 2 während des Laserpulses und N_2^0 die Besetzung außerhalb dieses Zeitraums. Die Veränderung der Niveaubesetzungen durch die Einstrahlung wird beschrieben durch Ratengleichungen. Da das sogenannte "collision limit" für ein Tokamakplasma zwischen den Niveaus 3 und 4 liegt, kann die Stoßkopplung des Niveaus 2 an die höheren Zustände vernachlässigt werden. Ferner wird im Streuvolumen die schwache Anregung des Niveaus 2 durch Stöße vernachlässigbar sein gegen die intensive Anregung durch den Laserstrahl. Vor dem Beginn des Laserpulses befinden sich deshalb fast alle Atome im Grundzustand:

$$N_1^0 \neq 0 ; N_2^0 = N_3^0 = \dots = 0$$

Nach Beginn des Laserimpulses stellt sich in einer Zeit, die etwa dem Inversen der spontanen Übergangsrate A_{21} entspricht, ein stationärer Zustand ein. Bei Lyman-Alpha ist das

nach 2 ns der Fall. Die Ratengleichungen für die Niveaus 1 und 2 sind identisch:

$$N_1 B_{12} I_L = N_2 B_{21} I_L + N_2 A_{21} \quad (3)$$

B_{12} und B_{21} sind die Einstein-Koeffizienten für Absorption und stimulierte Emission I_L ist die Laserintensität $/\text{Å}$. Da die Gesamtzahl der Teilchen konstant ist, gilt:

$$N_1 + N_2 = N_1^0 \quad (4)$$

Aus der Gl. (3) ergibt sich unmittelbar:

$$N_2 = \frac{B_{12} I_L N_1}{B_{21} I_L + A_{21}} \quad (5)$$

Mit den Einsteinschen Beziehungen

$$g_2 B_{21} = g_1 B_{12} \quad (6)$$

$$\frac{\hbar \omega^3}{\pi^2 c^3} B_{21} = A_{21} \quad (7)$$

folgt daraus

$$N_2 = \frac{(g_2 / g_1) I_L N_1}{I_L + A_{21} / B_{21}} \quad (8)$$

Mit Gl. (4) erhält man dann die Besetzung N_2 , die die Größe des Streusignals bestimmt, als Funktion der gesamten Neutralteilchendichte N_1^0 :

$$N_2 = \frac{g_2 / g_1 I_L}{((g_1 + g_2) / g_1) I_L + A_{21} / B_{21}} N_1^0 \quad (9)$$

Die Sättigungsintensität I_{sat} ist definiert als jene spektrale Laserintensität, bei der das angeregte Niveau jeweils zur Hälfte durch stimulierte und spontane Emission zerfällt/1/

$$B_{21} I_{\text{SAT}} = A_{21} \quad (10)$$

Für Lyman-Alpha ergibt sich mit Gleichung (7)

$$I_{SAT} = 560 \frac{kW}{\Delta cm^2}$$

Aus Gl. (10) folgt für Gl. (9)

$$N_2 = \frac{g_2/g_1 I_L}{((g_1+g_2)/g_1) I_L + I_{SAT}} N_1^0 \quad (11)$$

Es lassen sich zwei Grenzfälle unterscheiden.

a) Schwache Anregung: $I_L \ll I_{SAT}$

Für die Besetzung des Niveaus 2 als Funktion der Laserintensität ergibt sich

$$N_2 = \frac{g_2 I_L}{g_1 I_{SAT}} N_1^0 \quad (12)$$

Die gemessene Streuintensität ist proportional zu N_1^0 und zur Laserintensität.

b) Starke Anregung: $I_L \gg I_{SAT}$

Die Laserstrahlung führt zur Sättigung des Übergangs. Die Besetzung im angeregten Niveau und damit die Streuintensität ist unabhängig von der Laserintensität:

$$N_2 = \frac{g_2}{g_1+g_2} N_1^0 \quad (13)$$

Insgesamt ergibt sich damit für das Signal-Rausch-Verhältnis

a) bei schwacher Anregung (Gl. 1, 2, 12)

$$\frac{S}{N} = \frac{N_S}{\sqrt{N_U}} = \frac{A_{21}(g_2/g_1)(I_L/I_{SAT}) N_1^0 V_S \sqrt{\Omega_S \eta \Delta t}}{4\pi \sqrt{B F_S}} \quad (14)$$

b) bei starker Anregung (Gl. 1, 2, 13)

$$\frac{S}{N} = \frac{(g_2/(g_1+g_2)) N_1^0 V_S \sqrt{\Omega_S \eta \Delta t}}{4\pi \sqrt{B F_S}} \quad (15)$$

Für L_{α} ist $g_1 = 2, g_2 = 8$.

Damit alle Wasserstoffatome im Streuvolumen angeregt werden, muß über die ganze Dopplerbreite des Lyman-Alpha Übergangs eingestrahlt werden. Bei einer Temperatur der H-Atome von 1 keV beträgt die volle Halbwertsbreite des Dopplerprofils

für Wasserstoff 3.2 \AA

für Deuterium 2.3 \AA

Die Quelle sollte also eine spektrale Breite von etwa 5 \AA besitzen. Die gesamte Laserintensität ist dann

$$P_L = I_L \Delta \lambda_D$$

Am TFR wurde die räumliche Verteilung des Neutralgases eingehend diskutiert /2/. Dort soll die Neutralteilchendichte von 10^{10} cm^{-3} am Plasmarand bis auf 10^8 cm^{-3} im Zentrum sinken. Im ASDEX dürfte die Neutralteilchendichte geringer sein, $N_1^0 = 10^7 \text{ cm}^{-3}$ im Zentrum erscheint als ein realistischer Wert.

Bei der Untergrundstrahlung dominiert im TFR die N V Linie bei 1238 \AA , die mit einem Interferenzfilter nicht von Lyman-Alpha getrennt werden kann. Mit einer maximalen gemessenen Intensität von $B = 3 \times 10^{16} \text{ Photonen cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ ist sie mindestens 7 x stärker als die Lyman-Alpha Linie. Diese Zahl liegt den folgenden Abschätzungen zugrunde. Mit einer Sauerstoffzelle (s. Abschnitt 7.2.4) vor dem Photomultiplier läßt sich voraussichtlich die N V Linie vollständig unterdrücken, ohne daß die Lyman-Alpha Linie wesentlich geschwächt wird.

Im Pulsator ist die N V Linie im Vergleich zu Lyman Alpha deutlich schwächer (stickstoffärmeres Plasma), die gemessene Lyman-Alpha Intensität ist etwa $7 \times 10^{15} \text{ Photonen cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ /3/. Im ASDEX werden ähnliche Verhältnisse erwartet.

Für die Beobachtung steht an ASDEX ein Raumwinkel von etwa 10^{-2} sr zur Verfügung. Der angenommene Wert $\eta = 1 \%$ für die Effizienz des Detektorsystems bezieht sich auf eine Anordnung aus abbildendem Hohlspiegel, Interferenzfilter und Photomultiplier, der selbst eine Quanteneffizienz von 20 % hat. Der entscheidende Verlust tritt am Interferenzfilter

auf, das eine maximale Transmission von nur 15 % besitzt.

Um eine sinnvolle Raumauflösung zu gewährleisten, sollte das Streuvolumen nicht länger sein als 5 cm. Die Querschnittsfläche beträgt $q^2 \approx 0.5 \text{ cm}^2$.

Legt man diese Zahlen zugrunde, so ergibt sich ein Signal-Rausch Verhältnis von 2 für eine Laserleistung von 1.5 MW in einem Impuls von 5 ns Dauer. Das Streusignal entspricht 400 Photoelektronen. In diesem Fall werden die Wasserstoffatome im Streuvolumen gerade gesättigt. Für geringere Laserleistungen ist das S/N-Verhältnis proportional zur Laserleistung.

Fig. 3 zeigt das S/N-Verhältnis für den Fall der Sättigung als Funktion der Laserleistung und der Neutralteilchendichte. Diese Leistungen liegen aber im Rahmen dessen, was bisher mit Exzimer-Lasern erreicht wurde. Auch für einen auf Lyman Alpha abgestimmten Argon-Exzimer-Laser sind solche Leistungen zu erwarten.

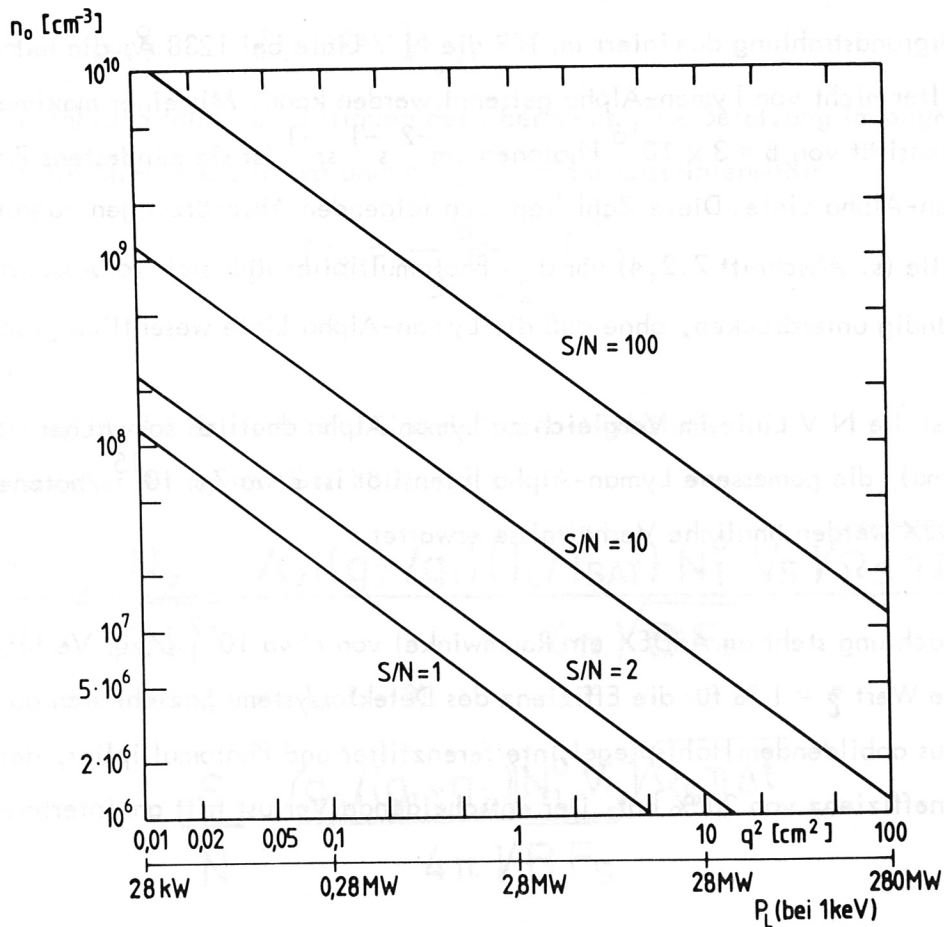


Fig. 3 Signal-Rausch-Verhältnisse als Funktion der Neutralgasdichte n_0 und der Laserleistung für den gesättigten Fall. Die Linienbreite der Quelle beträgt 5 \AA .

Ein Vergleich mit Abschätzungen, wie sie von Koopman et al. /4/ kürzlich veröffentlicht wurden, zeigt, daß die hier dargestellten Rechnungen möglicherweise zu pessimistisch sind. Für Experimente wie DITE, PLT und TFTR hat Koopman berechnet, daß dort bereits mit Lyman-Alpha Intensitäten von 10 bis 20 kW Neutralteilchendichten von 10^8 cm^{-3} mit Signal-Rausch-Verhältnissen zwischen 20 und 50 gemessen werden können. Eine kritische Prüfung ergab, daß die Koopmansche Verfahrensweise mit der hier beschriebenen identisch ist, daß aber Koopmans Annahmen wesentlich optimistischer sind und daher zu geringeren Anforderungen an die Lyman-Alpha Quellen führen. Die beiden größten Unterschiede sind, daß Koopman eine 10 mal höhere Effizienz des Detektorsystems und eine bis zu 30 mal geringere Untergrundintensität annimmt.

4.2 Thermische Quellen?

Bisher standen als Lyman-Alpha Lichtquellen nur thermische Strahler zu Verfügung, z. B. lasererzeugte Plasmen (Breton und Papoular/5/) oder Funkenplasmen (Bogen und Lie /6/). Mit derartigen thermischen Quellen lassen sich im Plasma typisch etwa $100 \text{ W/cm}^2 \text{ \AA}$ an spektraler Leistungsdichte bei L_{α} erreichen. Diese Werte sind weit unter der Sättigungsintensität von $560 \text{ kW/cm}^2 \text{ \AA}$, so daß das Streulicht proportional zur eingestrahlten Lichtintensität ist.

Setzt man diese mit thermischen Quellen erreichbaren Lyman-Alpha Leistungen in die Formel 14 ein, so ergibt sich, daß im Streuvolumen eine Neutralgasdichte von mindestens 10^{10} cm^{-3} vorhanden sein muß, um eine Messung mit einem S/N Verhältnis von nur 1 zu erlauben!

Daraus folgt, daß thermische Quellen nur für eine Streuung am Plasmarand in Frage kommen können.

4.3 Folgerungen

Lyman-Alpha Streuung ist vom Prinzip her genauso einfach wie Thomsonstreuung. Mit thermischen Quellen ist nur eine Streuung in der Plasmarandschicht möglich. Um im Zentrum eines Tokamaks oder eines Niedrig-Beta-Plasmas allgemein die Neutralteilchendichte zu messen,

benötigt man etwa 1 MW in 5 ns bei 5 Å Bandbreite um Lyman-Alpha. Dafür kommt ein Argon-Exzimerlaser in Frage, der auf die Wellenlänge von Lyman-Alpha abgestimmt wird. Diese Abschätzungen sind bewußt konservativ gehalten. Verbesserungen im Detektorsystem können die Nachweisgrenze um eine Größenordnung senken.

5. Physik von Exzimerlasern

5.1 Was sind Exzimer?

Exzimer sind elektronisch angeregte diatomare Moleküle (excimer = excited dimer). Von praktischem Interesse sind bisher nur Edelgasmoleküle /7/.

Nähern sich zwei Edelgasatome einander, so tritt eine abstoßende Wechselwirkung zwischen ihnen auf, die sie wieder auseinandertreibt. Fig. 4 zeigt die potentielle Energie in Abhängigkeit vom Atomabstand r . Für $r \rightarrow \infty$ erhält man das Termschema der Einzelatome.

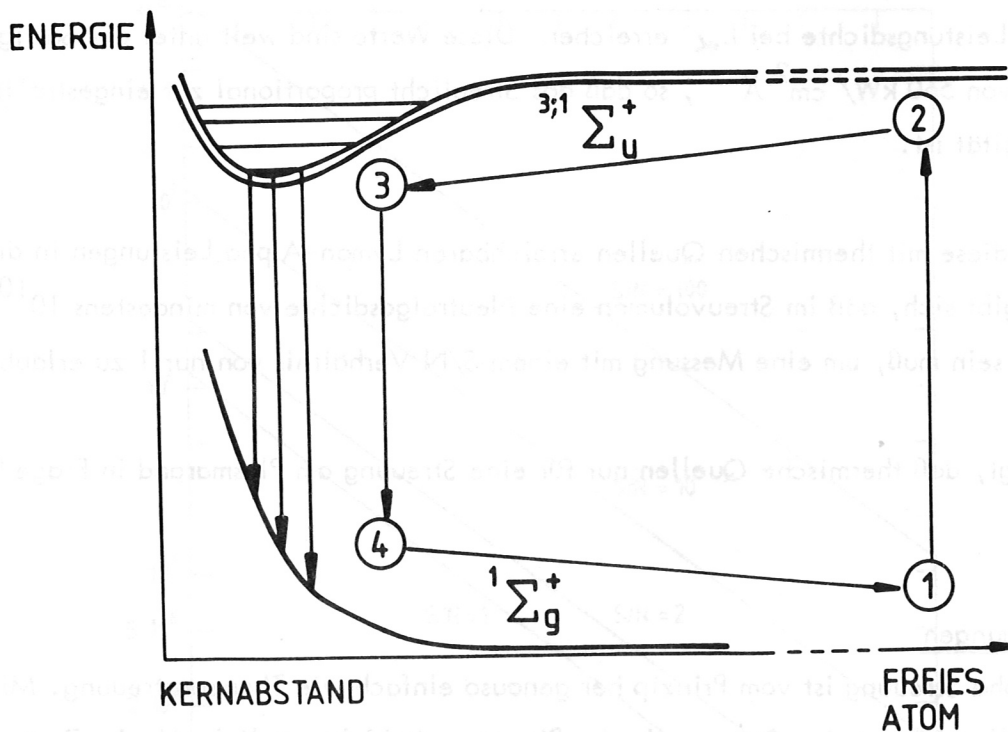


Fig. 4 Potentialverlauf eines Exzimers (vereinfacht)

Elektronisch angeregte Edelgasatome ziehen dagegen Edelgasatome im Grundzustand an. Die potentielle Energie hat ein Minimum: dieser Zustand ($^3;1 \Sigma_u^+$) beschreibt ein elektronisch angeregtes Edelgasmolekül mit Vibrations- und Rotationszuständen.

Allerdings ist der gebundene Zustand nicht stabil. Er zerfällt nach gewisser Zeit unter Emission eines Photons. Nach dem Franck-Condon-Prinzip erhält man Übergänge, die auf der steilen Potentialkurve des abstoßenden Grundzustands enden. Das Emissionsspektrum ist daher ein breites Kontinuum, dessen Linienbreite mehr als 10 % der Wellenlänge beträgt.

Da Edelgase hohe Anregungsenergien besitzen, erfolgt die Exzimer-Emission im Vakuum-Ultraviolett. Für die Plasmaphysik von Interesse ist das Argon-Exzimer: innerhalb seines Kontinuums (1180 - 1360 Å) liegt die Lyman-Alpha Linie (1216 Å).

5.2 Das 4-Niveau-System

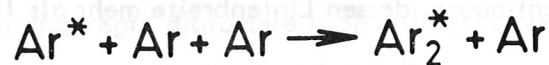
Eine eingehendere Betrachtung von Fig. 4 zeigt, daß das Exzimer im Grunde ein System mit vier Energiezuständen ist. Die Erzeugung angeregter Edelgasatome entspricht einem Übergang vom Normalzustand 1 nach 2. Es bilden sich dann Exzimer, die sich bei genügend schneller Relaxation in den untersten Vibrationszuständen sammeln (Zustand 3). Der elektronische Übergang endet in einem Zustand 4, der zwei sich abstoßende Atome beschreibt. Dieser Zustand ist immer leer, weil er sofort in den Zustand 1 übergeht. Das bedeutet, daß die Exzimer-Produktion gleichbedeutend ist mit Besetzungsinversion. Das Photon, das bei diesem Übergang zwischen gebundenen und freien Zuständen ausgestrahlt wird, läßt sich zur Lasertätigkeit benutzen. Da alle Exzimer das gleiche kontinuierliche Spektrum ausstrahlen, liegt homogene Verbreiterung vor. Das ermöglicht es, den Exzimerlaser ähnlich wie einen Flüssigkeitslaser ohne wesentlichen Energieverlust über den ganzen Bereich des Kontinuums abzustimmen. Andererseits führt diese große spektrale Breite der Emission dazu, daß der Wirkungsquerschnitt für stimulierte Emission sehr gering ist (ca. 10^{-17} cm^{-2}). Das wiederum erfordert hohe Dichten von Exzimeren ($\approx 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) und damit hohe Leistungsdichten bei der Anregung, um den Verstärkungsfaktor auf praktisch verwertbare Zahlen hochzutreiben. Mit den heutigen Elektronenstrahlgeneratoren ist das aber möglich.

5.3 Exzimer-Erzeugung

Exzimer entstehen durch Anregung von Edelgasen. Beschießt man z.B. Argon mit Elektronen, so entstehen zunächst angeregte Argon-Atome:



Der Stoß, der dann zur Bildung von Exzimeren führt, ist ein Dreierstoß, damit die Bindungsenergie des entstehenden Moleküls in Translationsenergie umgewandelt werden kann:



Das Exzimer schließlich zerstrahlt



Über eine ähnliche Reaktionskette entstehen auch aus Argon-Ionen Exzimer, so daß die Bildung von Exzimeren im Prinzip äußerst effizient abläuft.

Um mit Hilfe dieser Reaktionen einen Laser betreiben zu können, ist aus mehreren Gründen ein hoher Gasdruck notwendig:

1. weil die Exzimer in einem Dreierstoß entstehen;
2. weil die Relaxation zwischen den Niveaus 2 und 3 schneller sein muß als die Strahlungsübergangsrate. Das Niveau 3 soll ja eine möglichst hohe Besetzung erhalten. Relaxationszeiten von 10^{-12} s bis 10^{-11} s erreicht man bei einigen 10 bar Gasdruck;
3. weil die Dichte der Exzimer hoch sein muß, um einen verwertbaren Verstärkungsfaktor zu erzielen. Die Dichte der Edelgasatome ist dann um ein Vielfaches höher.

Zur Anregung eignen sich hervorragend Elektronenstrahlen hoher Beschleunigungsspannung (100 kV bis 2 MV) und Stromdichte ($\approx \text{kA/cm}^2$). Die Eindringtiefe dieser Elektronen in das Lasermedium erlaubt es, die benötigten Anregungsleistungen räumlich homogen aufzubringen.

5.4 Bisherige Experimente

Aus der Vielzahl von Arbeiten über Exzimer-Laser sollen hier einige stellvertretend erwähnt werden, um zu demonstrieren, daß die in Kapitel 2 genannten Anforderungen an die Lyman-

Alpha Quelle von einem hypothetischen Lyman-Alpha Exzimerlaser durchaus erfüllbar sein sollten.

Der Laser, der bisher am intensivsten untersucht wurde, ist der Xe_2 -Laser. Die von der Projektgruppe für Laserforschung (PLF) der MPG benutzte Anordnung stammt von Bradley /8/. Es ist eine Kombination aus dem Strahlerzeuger F 706 und einer koaxialen Pumpenanordnung (Fig. 5). Die erzielbare Laserleistung beträgt 3 MW während 3 ns bei einer Wellenlänge von 1720 \AA . Durch Einfügen eines Prismas in den Resonator gelang es, die Wellenlänge zwischen 1690 \AA und 1760 \AA zu verändern (Fig. 6). Die Linienbreite betrug dabei 1.3 \AA und die Leistung 0.7 MW. Verglichen mit anderen Exzimer-Lasern ist diese Anlage relativ klein.

Eine eingehendere Untersuchung des Argon-Kontinuums im Hinblick auf Laseranwendungen haben Koehler et al. /9/ vorgelegt. Ihre Ergebnisse konnten bei den Messungen, die in Zusammenarbeit mit der PLF durchgeführt wurden, im wesentlichen bestätigt werden (siehe Kapitel 6). Insbesondere wurde bei Koehler et al. Argon bis zu 70 bar Druck verwendet. Die Fluoreszenzleistung stieg mit dem Druck bis auf 70 MW an (Gasvolumen $1,3 \text{ cm}^3$).

Über den erfolgreichen Betrieb eines Ar_2 -Lasers haben Hughes, Shannon und Hunter /10/ berichtet. Die Wellenlänge betrug 1261 \AA und die Linienbreite 14 \AA . Infolge der hohen Intensität waren nach jedem Schuß die Spiegel beschädigt. Fig. 7 zeigt das Lasersignal in Abhängigkeit vom Gasdruck. Offensichtlich liegt der optimale Gasdruck für Argon bei 60 bar ($\approx 6 \text{ MPa}$).

6. Ergebnisse der Vorexperimente

Um zu klären, ob man über einen Argon-Exzimerlaser zu den für ein Streuexperiment erforderlichen hohen Leistungen bei Lyman-Alpha kommen kann, wurden gemeinsam mit der Projektgruppe für Laserforschung Vorexperimente durchgeführt. An dieser Stelle sollen die Ergebnisse der Voruntersuchungen kurz zusammengefaßt werden. Eine detaillierte Publikation ist in Appl. Phys. Letters erschienen /11/.

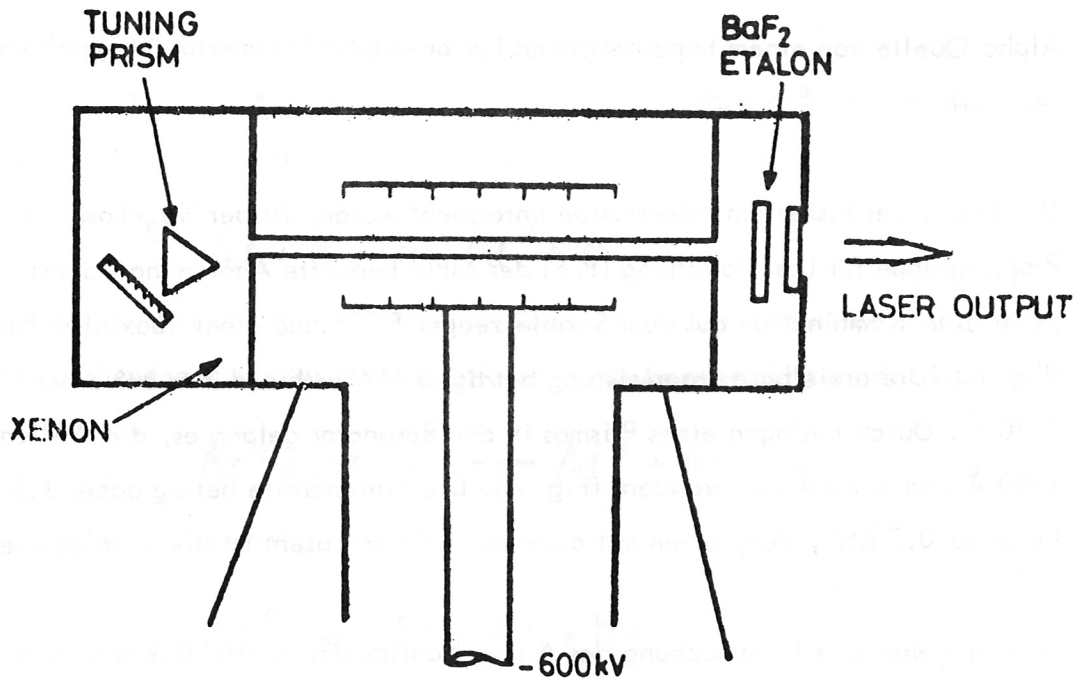


Fig. 5 Koaxialer Xe₂-Laser mit Abstimmeelement (nach Bradley /8/)

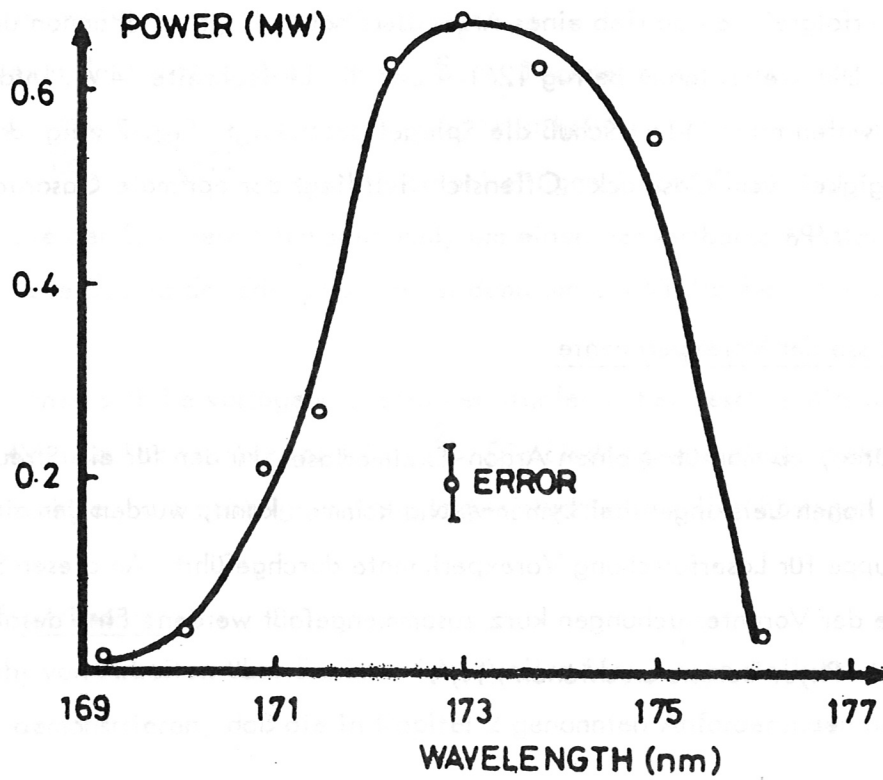


Fig. 6 Ausgangsleistung als Funktion der Wellenlänge für den Xe₂-Laser /8/

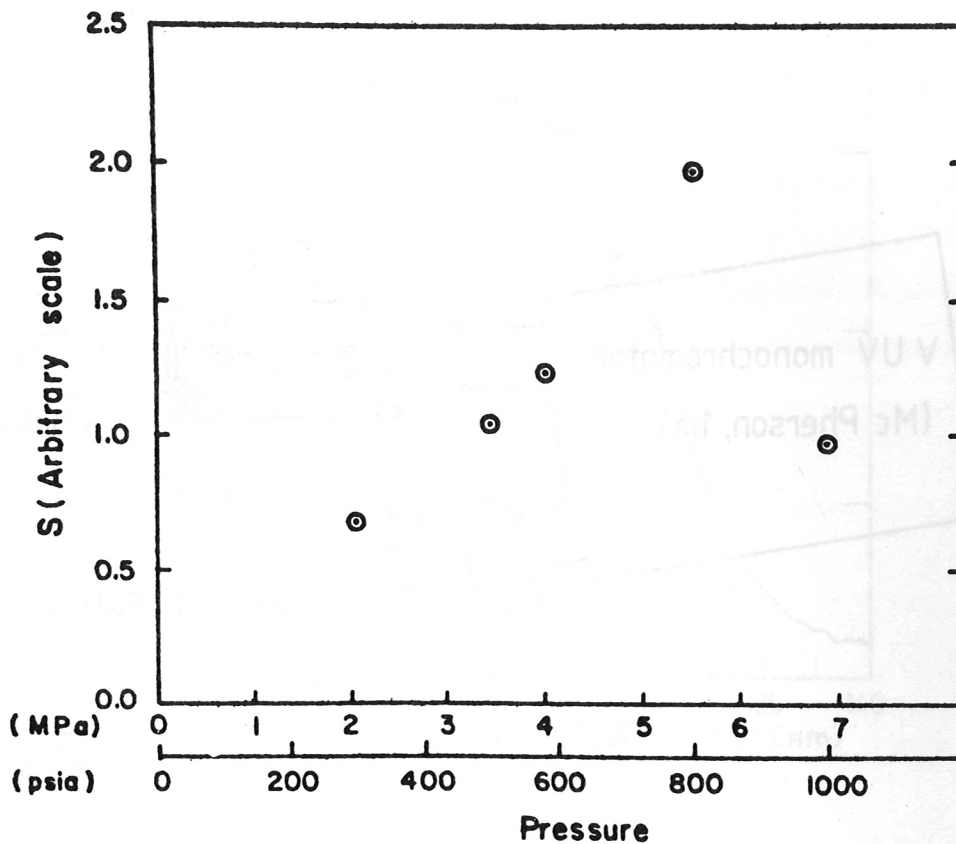


Fig. 7 Ausgangsleistung des Ar_2 Lasers als Funktion des Argon Drucks /10/

6.1 Versuchsaufbau

Fig. 8 zeigt die Versuchsanordnung. Das Febetron 706 gibt einen Elektronenimpuls von 3 ns Dauer ab, der bei einer Beschleunigungsspannung bis 600 kV ca. 10 Joule Energie enthält. Die koaxiale Anordnung von Kathode und Anode (Fig. 5) nach Bradley ermöglicht eine relativ effiziente Einkopplung der Elektronenenergie in das Gas. Mit Xenon betrieben ist diese Anlage dann ein kompakter, leistungstarker VUV-Laser. Mit Argon aber wirken sich zwei Dinge unvorteilhaft aus: Einmal ist die abgegebene Leistung zu gering, zum anderen läßt sich die Laser-Röhre aus konstruktiven Gründen nur mit einem Druck bis 20 bar füllen,

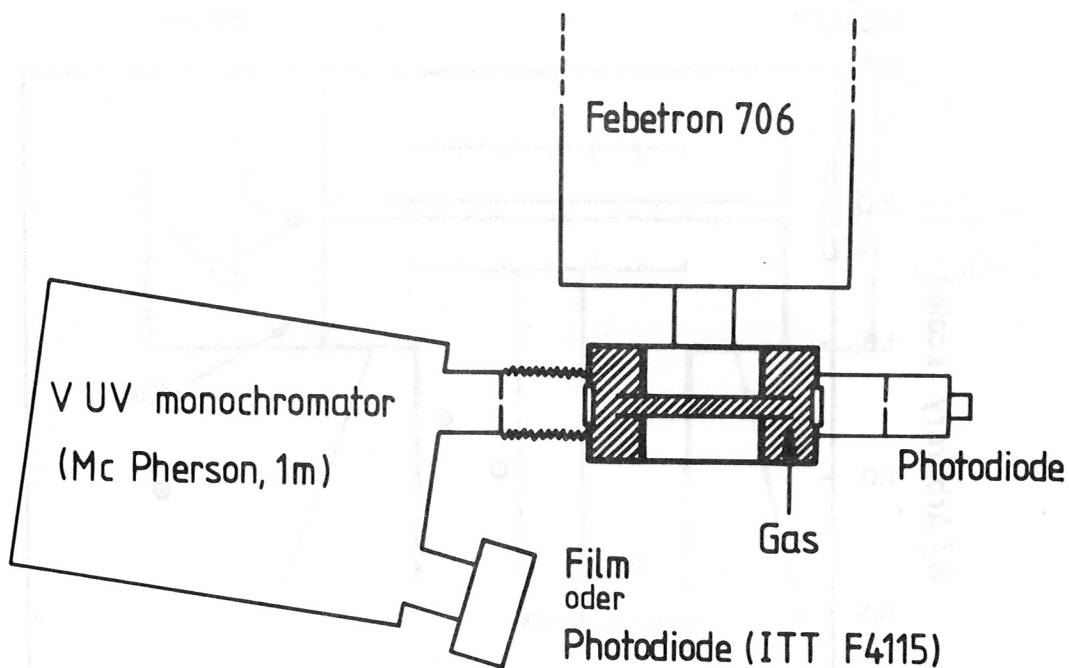


Fig. 8 Schematischer Versuchsaufbau des Vorexperiments /11/

während das Maximum der Ar_2 -Fluoreszenz bei mehr als 50 bar zu erwarten ist. Das Spektrum des Argon-Exzimers wurde zeitintegriert mit Film aufgenommen, oder zeitaufgelöst mit einer Fotodiode und einem Transient Digitizer gemessen. Das verwendete Argon hat nach Herstellerangaben eine Reinheit von mehr als 99,9997 %.

6.2 Ergebnisse

Fig. 9 zeigt die Densitometerauswertung eines Spektrums. Die Halbwertsbreite beträgt mehr als 95 \AA , in Übereinstimmung mit den Messungen von Koehler et al. /9/. Messungen mit der Fotodiode bestätigten die mit Film gemessenen Halbwertsbreiten.

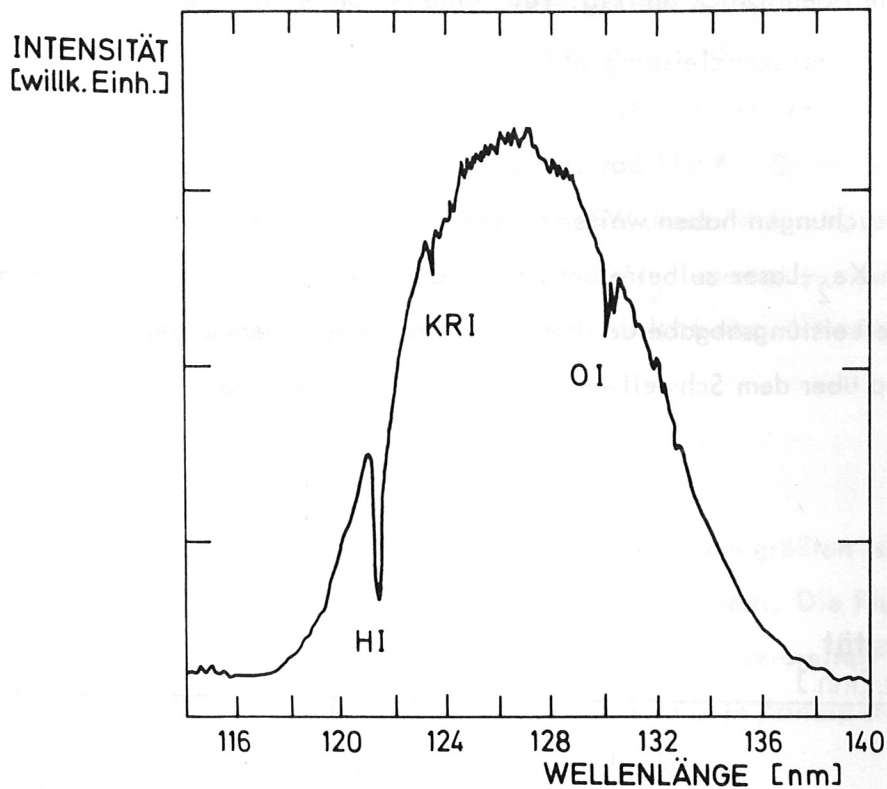


Fig. 9 Spektrum der Ar₂ Fluoreszenz

Die Absorptionslinien im Spektrum sind weniger auf Verunreinigungen des Gases als vielmehr des Laserröhrchens zurückzuführen. Diese Verunreinigungen werden während des Schusses freigesetzt. Da spezielle Maßnahmen zur Reinigung nicht getroffen wurden, ist das auch nicht weiter verwunderlich. Bei zukünftigen Experimenten sollte das Gas in einem geschlossenen Kreislauf ständig gereinigt werden. Außerdem sollte es möglich sein, die Feldemissionsröhre auszuheizen.

Vermutlich auf Wasserstoff, der durch Dissoziation von Wasser freigesetzt wird, ist der Einbruch bei Lyman-Alpha zurückzuführen. Interpoliert man bei diesem Einbruch das Spektrum, so ergibt sich, daß die Fluoreszenz bei Lyman Alpha 45 % ihres Maximalwertes bei 1260 Å beträgt. Berücksichtigt man aber, daß die Transmission des LiF-Fensters im Strahlengang zu kürzeren Wellenlängen hin abnimmt, so ergibt sich ein Wert von 55 %. Die Fluoreszenz

steigt linear mit dem Druck an (Fig. 10). Eine Absoluteichung der VUV-Diode ergab eine gesamte Fluoreszenzleistung von 2 MW.

Die Voruntersuchungen haben weiter ergeben, daß das "kleine" Febetron 706 der PLF ausreicht, einen Xe_2 -Laser zu betreiben, nicht aber, Argon zur Lasertätigkeit anzuregen. Die maximale Leistungsabgabe des Febetrons war bei der verwendeten Emissionsröhre 2 GW, was nur knapp über dem Schwellwert für einen Xe_2 -Laser liegt.

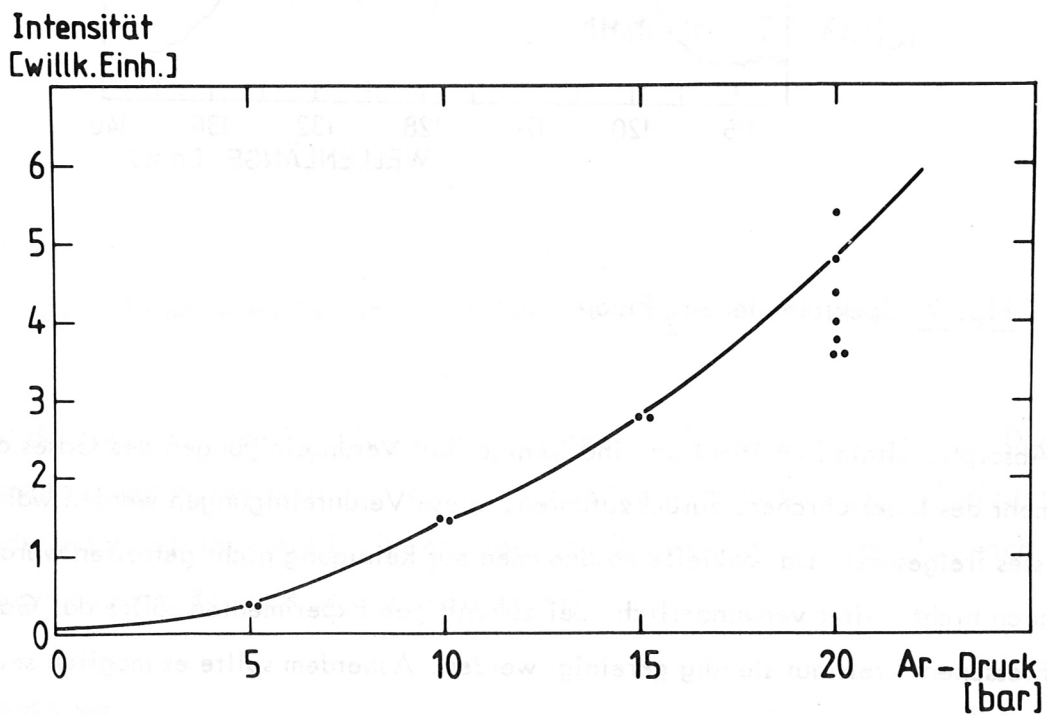


Fig. 10 Ar₂ Fluoreszenzintensität in Abhängigkeit vom Argon-Druck

Um mit Argon die gleichen Verhältnisse wie bei Xenon zu erzielen, bedarf es nach den Einsteinbeziehungen einer etwa 3-fachen Pumpleistung, d.h. 5 GW. Bei der Abstimmung des Lasers auf Lyman-Alpha treten aber Verluste auf, die durch eine höhere Pumpleistung (10 GW) ausgeglichen werden müssen. Das leistungsstärkere Pulserad 110 A - System (Physics International) übertrifft mit einer maximalen Leistungsabgabe von 29 GW diese Forderung deutlich. Daraus folgt, daß das PI 110 A nicht nur gut geeignet ist, einen Ar_2 -Laser zu pumpen, sondern auch genügend Spielraum bietet, diesen Laser auf Lyman-Alpha abzustimmen.

7. Abstimmbarkeit

7.1 Prinzip

Ein Laser schwingt mit der Frequenz, bei der seine Verstärkung am größten ist. Mit dispersiven Elementen im Laser-Resonator läßt sich die Frequenz verändern. Die Fluoreszenzspektren von Farbstofflasern, aber auch von Exzimerlasern sind "homogen verbreitert". Das bedeutet, daß fast die gesamte zur Verfügung stehende Fluoreszenzenergie im Prinzip in eine einzige, schmale Laserlinie, die abstimmbar ist, konzentriert werden kann.

Die gleichen Verfahren, die bei Farbstofflasern üblich sind, lassen sich auch bei Exzimerlasern einsetzen. Bei dem Ar_2 -Laser allerdings nur unter wesentlich erschwerten Bedingungen, da die optischen Eigenschaften der zur Verfügung stehenden Materialien erheblich schlechter sind als im Sichtbaren. So gibt es z.B. bei 1215 \AA überhaupt nur zwei teilweise transparente Festkörper (LiF , MgF_2). Die höchsten bisher erreichten Reflexionsgrade von Spiegeln liegen bei 80 %. Deshalb muß man bestrebt sein, bei der Konstruktion von Ar_2 -Lasern mit so wenig optischen Komponenten wie nur irgend möglich auszukommen.

7.2 Verfahrensweisen

7.2.1 Prisma

Bei seinem Xe_2 -Laser hat Bradley /8/ ein Quarzprisma mit 60° Kantenwinkel und einer Dispersion von $3 \times 10^{-3} \text{ nm}^{-1}$ verwendet.

Für den Ar₂-Laser kommt nur Magnesiumfluorid mit $6 \times 10^{-3} \text{ nm}^{-1}$ in Frage. Es zeigt sich dann, daß bei einer Resonatorlänge von ca. 75 cm und einem Röhrchendurchmesser von ca. 8 mm das Prisma einen Kantenwinkel von ebenfalls 60° haben muß, um zwei Lichtstrahlen, deren Wellenlängen sich um ca. 10 \AA unterscheiden, bei einem einzigen Durchlauf durch das aktive Medium zu trennen.

Bei diesen Kantenwinkeln muß das Prisma, um das ganze Gasröhrchen zu erfassen, eine Dicke im cm-Bereich besitzen. Daraus folgt aber sofort, daß seine Durchlässigkeit außerordentlich gering ist. Schon eine 2 mm dicke MgF₂-Platte transmittiert bei Lyman Alpha nur noch 60 % bei senkrechtem Einfall. Ob Verluste dieser Größenordnung noch tolerierbar sind, hängt von der Verstärkung des Lasers bei Lyman-Alpha ab.

7.2.2 Gitter

Eine andere Möglichkeit besteht darin, einen der beiden Resonatorspiegel durch ein Gitter zu ersetzen, das nur das gebeugte Licht einer bestimmten Ordnung in das verstärkende Medium zurückwirft. Durch Drehen dieses Gitters läßt sich dann die Wellenlänge des Lasers kontinuierlich verändern. Um eine möglichst hohe Dispersion zu erreichen, ist eine hohe Strichzahl erforderlich. Technisch machbar sind derzeit 2400 Striche pro mm. Der Reflexionsgrad ist in der ersten Ordnung am größten. Ist das Gitter speziell für die gewünschte Wellenlänge "geblazed", dann ist unter diesen Bedingungen ein Reflexionsgrad von 50 % erreichbar, der zum Laserbetrieb ausreichen sollte.

Mit diesen Daten wird das Gitter zwei Lichtstrahlen bei 1216 \AA und 1260 \AA bei einem Durchlauf durch einen Resonator von 50 cm Länge um 6 mrad trennen. Anschaulich entspricht das einer Aufspaltung beider Strahlen von 3 mm.

Da das Gitter sich im Resonator befindet, wird es mit der Intra-Cavity Leistungsdichte des Lasers belastet, die um ein Vielfaches höher liegt als die Ausgangsleistungsdichte. Damit das Gitter nicht beschädigt wird, sollte es ein original in Metall geritztes, sogenanntes "Master"-Gitter sein.

7.2.3 Reflexionsfilter

Einfacher ist die Verwendung eines Reflexionsfilters an Stelle eines Resonatorspiegels. Dieses Filter, das nach dem Prinzip eines Interferenzfilters aufgebaut ist, soll bei der gewünschten Wellenlänge eine wesentlich höhere Reflexion aufweisen als im ganzen anderen Bereich des Fluoreszenzspektrums des Lasermaterials. Eine Abstimmung ist dann nur durch Wechsel des Filters möglich.

Für 1215 \AA bis 1260 \AA gibt es ein solches Filter bisher noch nicht. Im Rahmen eines Entwicklungsauftrags des IPP hat eine Firma einen Versuch unternommen, ein derartiges Filter herzustellen. Fig. 11 zeigt zunächst die vorausberechnete Reflexionskurve, an der besonders der steile Abfall zwischen 1210 \AA und 1260 \AA auffällt, wie er für unsere Anwendung notwendig ist. Bei der ersten Versuchsbeschichtung ist das Maximum im

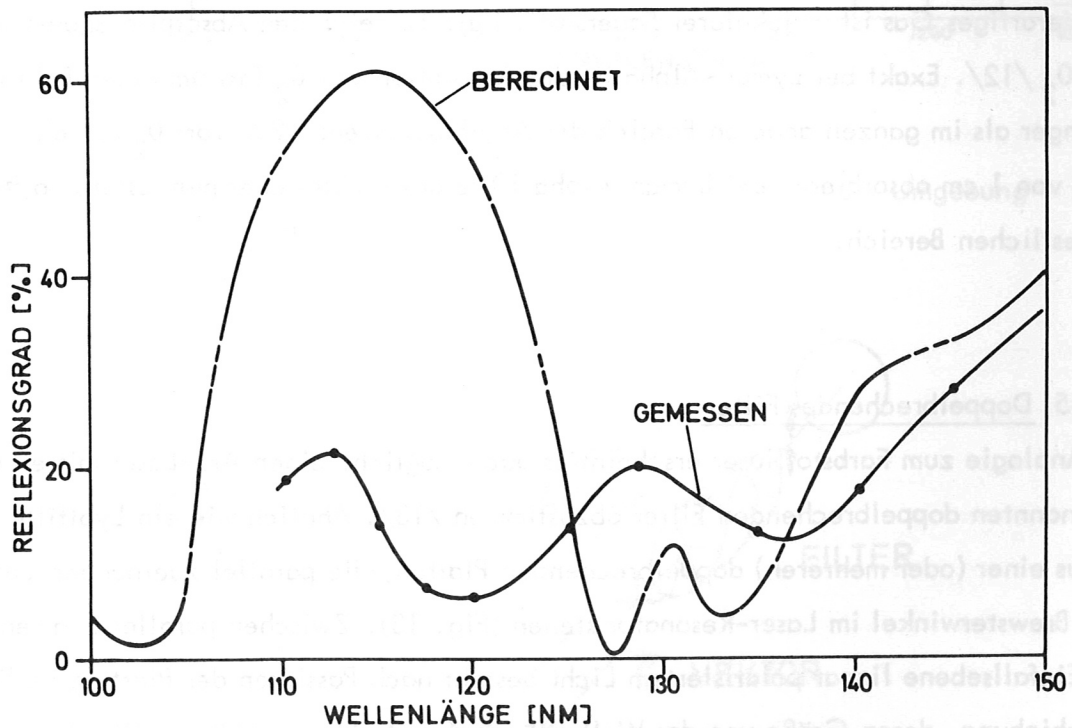


Fig. 11 Berechnete und gemessener Reflexionsgrad einer Testbeschichtung für ein Lyman-Alpha Reflexionsfilter

Vergleich zu Lyman-Alpha nach kürzeren Wellenlängen verschoben. Die Lage des Transmissionsmaximums wird von der Wahl der MgF_2 -Schichtdicken bestimmt. Es sollte kein Problem sein, die Schichtdicken so zu wählen, daß das Maximum bei Lyman Alpha liegt. Fig. 11 zeigt weiterhin den Verlauf des gemessenen Reflexionskoeffizienten. Man sieht, daß das Maximum etwa an der vorausgerechneten Stelle liegt, daß aber der Reflexionsgrad insgesamt wesentlich geringer als erwartet ist. Diese Diskrepanz ist noch nicht geklärt.

7.2.4 Gaszelle

Denkbar ist auch, ein Medium in den Resonator einzubringen, das bei Lyman Alpha fast keine, im ganzen restlichen Bereich der Ar_2 -Fluoreszenz sehr hohe Absorption aufweist. Der Laser hat dann zwei Möglichkeiten: entweder arbeitet er bei Lyman Alpha, oder er arbeitet überhaupt nicht.

Ein derartiges Gas ist molekularer Sauerstoff. Fig. 12 zeigt den Absorptionsquerschnitt von O_2 /12/. Exakt bei Lyman-Alpha ist die Absorption von O_2 fast um einen Faktor 10 geringer als im ganzen anderen Bereich der Ar_2 -Fluoreszenz. 200 Torr O_2 auf einem Weg von 1 cm absorbieren bei Lyman-Alpha 10 % des Lichts, aber mindestens 66 % im restlichen Bereich.

7.2.5 Doppelbrechendes Filter

In Analogie zum Farbstofflaser erscheint es auch möglich, einen Ar_2 -Laser mit einem sogenannten doppelbrechenden Filter abzustimmen /13/. Ähnlich wie ein Lyotfilter besteht es aus einer (oder mehreren) doppelbrechenden Platten, die parallel zueinander unter dem Brewsterwinkel im Laser-Resonator stehen (Fig. 13). Zwischen parallel und senkrecht zur Einfallsebene linear polarisiertem Licht besteht nach Passieren der Platte eine Phasenverschiebung, deren Größe von der Wellenlänge der Strahlung abhängt. Die Brewsteroberflächen der Platten wirken als Polarisatoren, die eine Komponente bevorzugt herausreflektieren und die andere ungehindert transmittieren. Wenn die Wellenlänge so gewählt wird,

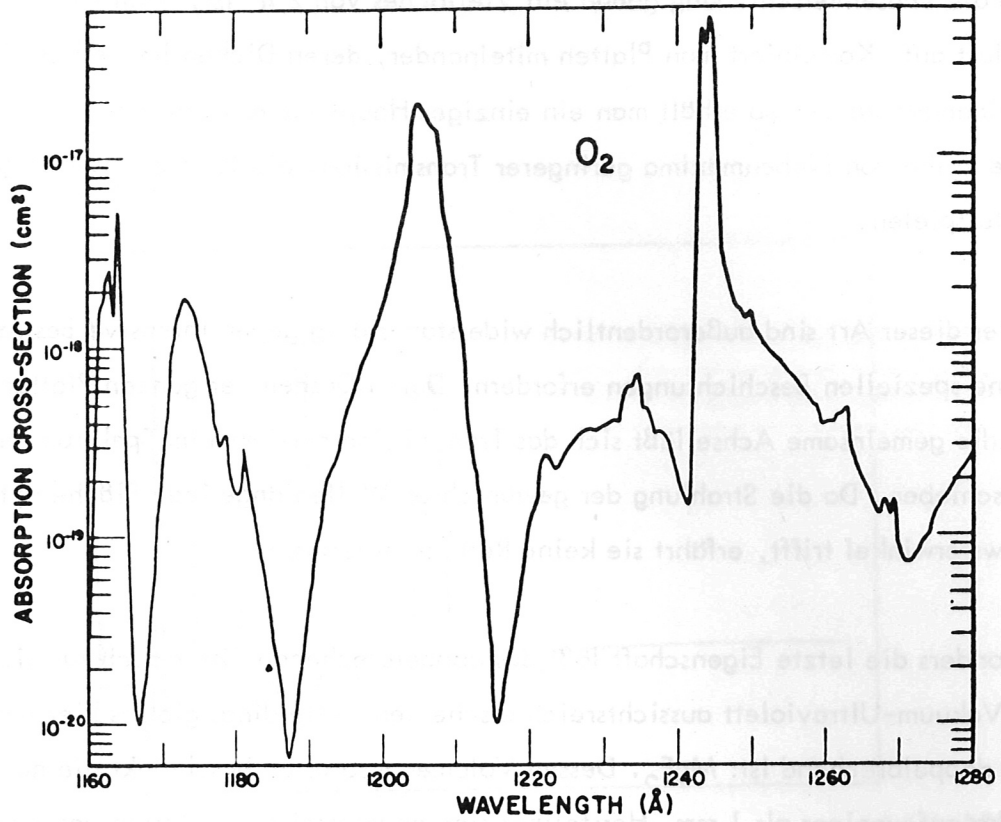


Fig. 12 Absorptionsquerschnitt von molekularem Sauerstoff in der Umgebung von Lyman-Alpha /12/

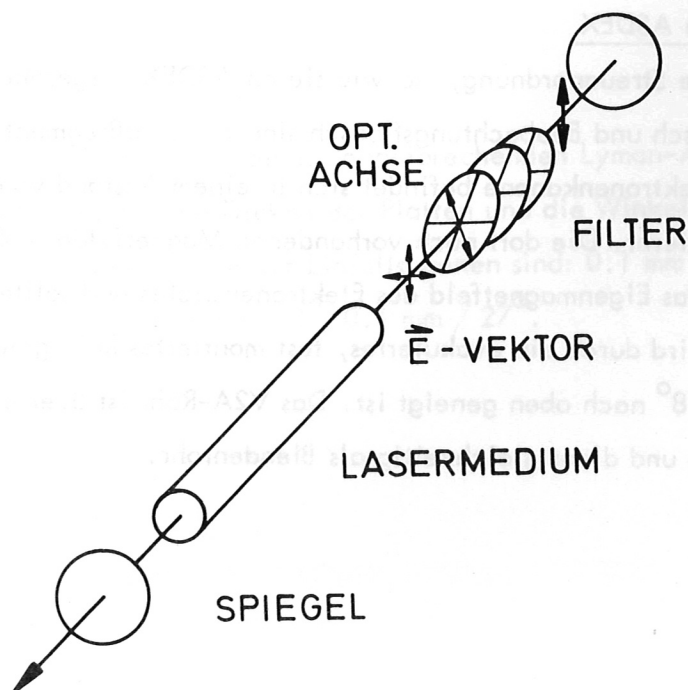


Fig. 13 Prinzip des doppelbrechenden Filters

daß die Phasenverschiebung genau ein Vielfaches von 2π ist, dann tritt kein Reflexionsverlust auf. Kombiniert man Platten miteinander, deren Dicken im Verhältnis 1 : 2 : 4 usw. zueinander stehen, so erhält man ein einziges Hauptmaximum mit der Transmission 1 und eine Reihe von Nebenmaxima geringerer Transmission, die für die Lasertätigkeit aber keine Rolle spielen.

Filter dieser Art sind außerordentlich widerstandsfähig gegen intensive Bestrahlung, da sie keine speziellen Beschichtungen erfordern. Durch Drehen der ganzen Plattenanordnung um die gemeinsame Achse läßt sich das Transmissionsmaximum im Spektrum sehr einfach verschieben. Da die Strahlung der gewünschten Wellenlänge jede Fläche unter dem Brewsterwinkel trifft, erfährt sie keine Reflexionsverluste.

Besonders die letzte Eigenschaft läßt das doppelbrechende Filter auch für die Verwendung im Vakuum-Ultraviolett aussichtsreich erscheinen. Allerdings gibt es hier nur ein Material, das doppelbrechend ist: MgF_2 . Dessen Volumenabsorption beschränkt die nutzbare Plattendicke auf weniger als 1 mm. Herstellbar sind andererseits nur Platten von mehr als 0.1 mm Dicke. Rechnungen haben gezeigt, daß sich mit einer Kombination von 4 Platten mit Dicken in diesem Bereich Filter realisieren lassen, mit denen der Ar_2 -Laser abgestimmt werden kann (Fig. 14).

8. Anwendung an ASDEX

In Abb. 15 ist die Streuanordnung, so wie sie an ASDEX vorgesehen ist, aufgezeichnet. Einstrahlungsflansch und Beobachtungsflansch sind im Gefäßsegment N0 übereinander angeordnet. Die Elektronenkanone befindet sich in einem Abstand von etwa 6 m vom Zentrum des Tokamaks entfernt. Die dort noch vorhandenen Magnetfelder ($\ll 250$ G) sind vernachlässigbar gegen das Eigenmagnetfeld des Elektronenstrahls und sollten deshalb nicht stören. Der Laserstrahl wird durch ein evakuiertes, fest montiertes Rohr geleitet, das gegenüber der Horizontalen um 8° nach oben geneigt ist. Das V2A-Rohr ist über einen Schieber mit dem Gefäß verbunden und dient gleichzeitig als Blendenrohr.

TRANSMISSION

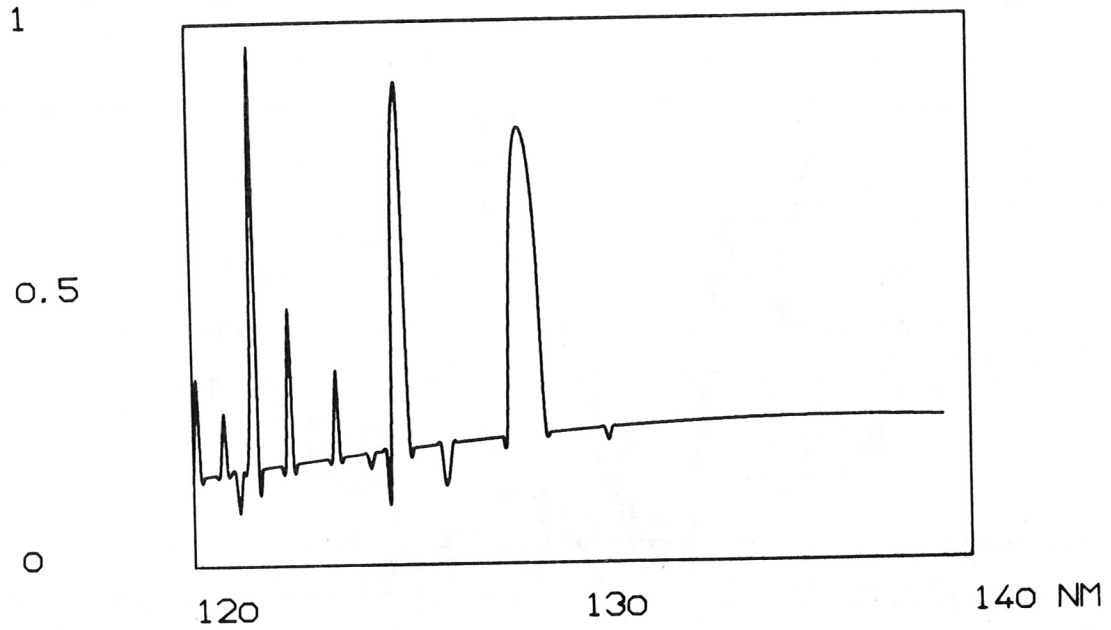


Fig. 14 Berechnete Transmission eines doppelbrechenden Lyman-Alpha-Filters aus 4 Elementen. Die Dicken der Platten und die Winkel ihrer optischen Achsen bezüglich der Einfallsebenen sind: 0.1 mm / 39.5° ; 0.12 mm / 43° ; 0.1 mm / 8° ; 0.1 mm / 27° .

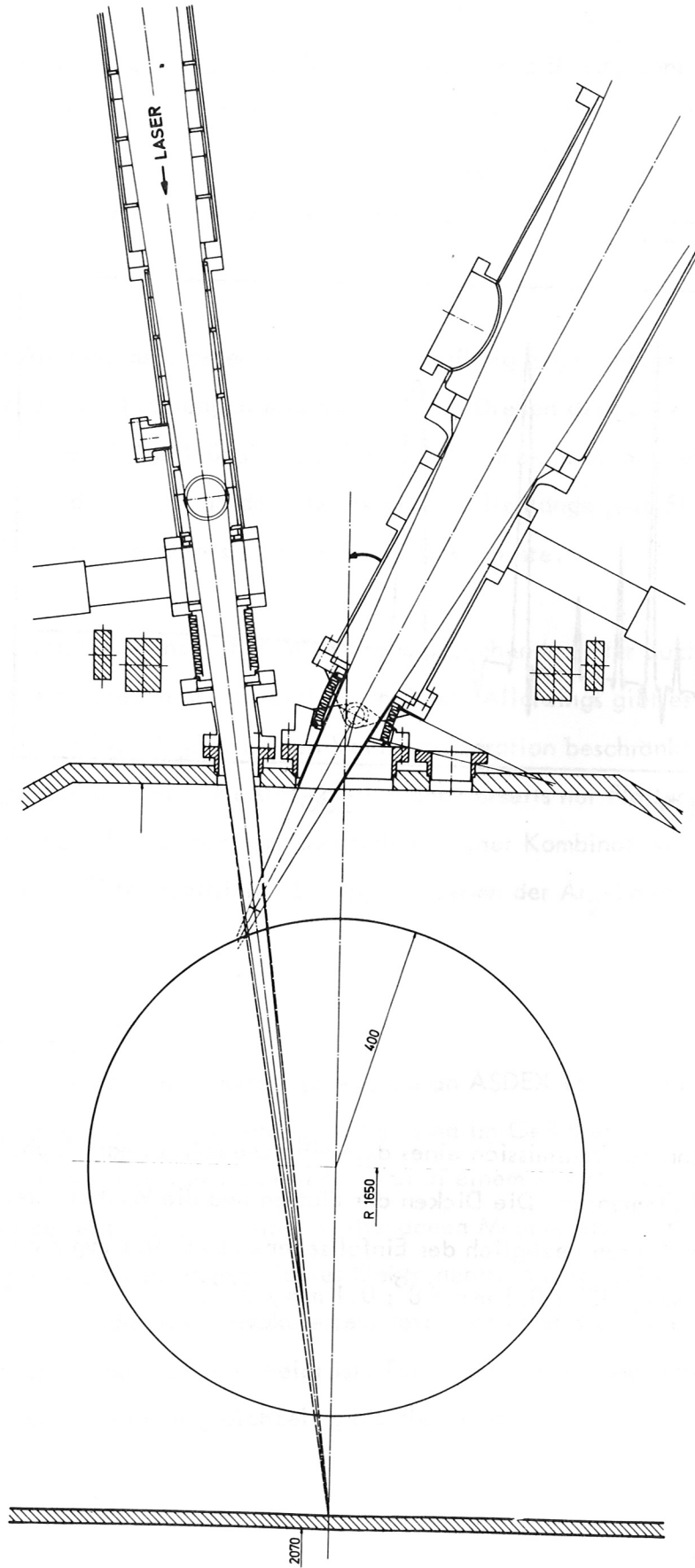


Fig. 15 Streuanordnung an ASDEX

Der Laserstrahl wird mit einer Cassegrainoptik etwa in die Mitte des Tokamakplasmas auf einen Durchmesser von weniger als 1 cm fokussiert. Das Cassegrain besteht aus zwei Aluminiumspiegeln, die mit MgF_2 bedampft sind. Reflexionsgrade von 80 % sollten erreichbar sein. Ein Spiegelsystem bietet gegenüber einer MgF_2 Linse den Vorteil, daß keine Dispersion auftritt und die Justierung im Sichtbaren, z.B. mit einem Gaslaser durchgeführt werden kann. Der Lyman-Alpha Strahl wird auf der Gefäßinnenseite in einem Lichtsumpf absorbiert. Das hierfür geeignete Material und die nötige Form sollen in Vorversuchen geklärt werden.

Der Beobachtungsstrahlengang läßt sich hydraulisch in der Vertikalebene schwenken, so daß das Streuvolumen entlang des Laserstrahls durch das Plasma geführt werden kann. Besonderer Wert wurde darauf gelegt, sowohl die inneren als auch die äußeren Randzonen des Plasmas zu erfassen.

Das Streuvolumen wird ebenfalls mit Hilfe einer Cassegrainoptik über ein Lyman-Alpha Interferenzfilter auf einen solar-blind-Photomultiplier abgebildet. Die von der Beobachtung erfaßte gegenüberliegende Gefäßwand sollte in diesem Wellenlängenbereich zugleich als Lichtsumpf dienen.

In der Regel bleibt das Plasmagefäß monatelang unter Vakuum. In dieser Zeit kann sich die Transmission von Fenstern, die Reflexion von Spiegeln u.a.m. verändern. Von großer praktischer Bedeutung ist daher ein Verfahren, mit dem ohne Eingriffe in den Versuchsaufbau das Streusignal absolut geeicht werden kann. Ähnlich wie bei der Thomsonstreuung kann auch bei der Resonanzstreuung eine Eichung des Signals durch Streuung an einem Gas bekannten Streuquerschnitts vorgenommen werden. Bei Lyman Alpha eignet sich Krypton besonders gut: wegen des geringen Abstands zur K α -Linie bei 1236 \AA streuen 47 mTorr Krypton genauso stark wie 10^7 cm^{-3} Wasserstoffatome.

Literaturverzeichnis

- /1/ W.-G. Wrobel, Report IPP 1/160 (1976)
- /2/ Equipe TFR, Nucl. Fus. 15, 1053 (1975)
- /3/ W. Engelhardt, private Mitteilung
- /4/ D.W. Koopman, T.J. McIlrath, V.P. Myerscough, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 19, 555 (1978)
- /5/ C. Breton, R. Papoular, Report EUR-CEA-FC-728 (1974)
- /6/ P. Bogen, Y.T. Lie, Appl. Phys. 16, 139 (1978)
- /7/ C.K. Rhodes, IEEE J. Quant. Electr., QE-10, 153 (1974)
- /8/ D.J. Bradley, D.R. Hull, M.H.R. Hutchinson, M.W. McGeoch, Opt. Comm. 14, 1 (1975)
- /9/ H.A. Koehler, L.J. Ferderber, D.L. Redhead, P.J. Ebert, Phys. Rev. A9, 768 (1974)
- /10/ W.M. Hughes, J. Shannon, R. Hunter, Appl. Phys. Lett. 24, 488 (1974)
- /11/ M. Diegelmann, W.-G. Wrobel, K. Hohla, Appl. Phys. Lett. 33, 525 (1978)
- /12/ K. Watanabe, Adv. Geophys. 5, 153 (1958)
- /13/ A.L. Bloom, J. Opt. Soc. Am., 64, 447 (1974)

Herrn Prof. Dr. K.-L. Kompa möchten wir danken, daß er die experimentellen Voruntersuchungen in der Projektgruppe für Laserforschung ermöglichte, den Herren Dr. K. Hohla und M. Diegelmann für ihre wertvollen Hinweise und die tatkräftige Unterstützung bei den Experimenten.

Herr Dr. H. Röhr hat mit vielen guten Ratschlägen wesentlich zur Erarbeitung des Vorschlags beigetragen.

Für ihren Beitrag zur Genehmigung des Kaufs der Elektronenkanone Pulserad 110 A und für das rege Interesse am Fortgang der Arbeiten bedanken wir uns bei den Herren Dr. G. v. Gierke, Dr. M. Kaufmann und Dr. M. Keilhacker.